

Дробный квантовый эффект Холла в квантовых ямах SiGe/Si/SiGe в слабых квантующих магнитных полях

В. Т. Долгополов⁺¹⁾, М. Ю. Мельников⁺, А. А. Шашкин⁺, С. Х. Хванг^{*×2)}, Ц. В. Лиу^{*×2)}, С. В. Кравченко[°]

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Department of Electrical Engineering and Graduate Institute of Electronics Engineering, National Taiwan University, 106 Taipei, Taiwan

[×]National Nano Device Laboratories, 300 Hsinchu, Taiwan

[°]Physics Department, Northeastern University, Boston, 02115 Massachusetts, USA

Поступила в редакцию 16 мая 2018 г.

Экспериментально исследован дробный квантовый эффект Холла в электронной системе квантовых ям SiGe/Si/SiGe в относительно слабых квантующих магнитных полях. Исследованная электронная система интересна тем, что в ней кулоновское взаимодействие между электронами в разы превышает циклотронную энергию исходных частиц. Обнаружены серии минимумов продольного магнитосопротивления, описываемые на языке композитных фермионов с квантовыми номерами $p = 1; 2; 3; 4$. Минимумы с $p = 3$ исчезают в магнитном поле ниже $7 T$, что может быть связано с пересечением (или даже сливанием) квантовых уровней композитных фермионов. Предположение о пересечении уровней с разной ориентацией спина требует наличия аномально малого g фактора у композитных фермионов. Более вероятно, что пересекаются уровни с разной ориентацией псевдоспина, то есть уровни композитных фермионов из различных долин. Мы также наблюдали минимумы продольного магнитосопротивления при факторах заполнения $\nu = 4/5$ и $4/11$, что может быть обусловлено образованием композитных фермионов второго поколения.

DOI: 10.7868/S0370274X18120123

Дробный квантовый эффект Холла, открытый в 1982 г. [1], давно уже перестал быть объектом интенсивных исследований и стал предметом изложения в обзорах и учебниках [2–5]. Двумерная электронная система, помещенная в нормальное к ее плоскости магнитное поле B , демонстрирует плато в холловском сопротивлении ρ_{xy} , сопровождающиеся минимумами активного сопротивления ρ_{xx} . Минимумы соответствуют скачку химического потенциала электронной системы и наблюдаются, когда фактор заполнения ν , определяемый отношением плотности электронов n_s к числу квантов потока магнитной индукции через единицу площади, равен:

$$\nu = \frac{n_s 2\pi\hbar c}{eB} = \nu_{QHE}, \quad (1)$$

где ν_{QHE} равно целому числу в случае целочисленного квантового эффекта Холла [6] или, в простейшем случае, рациональной дроби с нечетным знаменателем для дробного квантового эффекта Холла.

¹⁾e-mail: valeridolgoplov@yandex.ru; dolgop@issp.ac.ru

²⁾S.-H. Huang, C.W. Liu.

Соответствующие значения холловского сопротивления на плато:

$$\rho_{xy}^{\nu} = \frac{2\pi\hbar}{e^2\nu_{QHE}}. \quad (2)$$

Причиной дробного квантового эффекта Холла является электрон-электронное взаимодействие [2–5].

Для теоретического описания дробного квантового эффекта Холла очень удачным оказалось предложение [7] рассматривать дробный эффект как целочисленный для композитных частиц, состоящих из электрона и двух (а при описании минимальных дробей даже и четырех) квантов магнитного потока, в эффективном магнитном поле B^* , в котором композитные частицы находятся:

$$B^* = B - 2\pi n_s \tilde{\phi}, \quad (3)$$

где рассмотрен случай композитного фермиона с двумя квантами магнитного потока, а $\tilde{\phi} = \frac{2\hbar c}{e}$. Факторы заполнения для целочисленного квантового эф-

фекта Холла композитных фермионов определяются соотношением

$$p = \frac{2\pi n_s \hbar c}{eB^*}, \quad (4)$$

а реальные факторы заполнения исходных частиц

$$\nu^{QHE} = \frac{p}{2p \pm 1}. \quad (5)$$

Взаимодействие между исходными частицами теория включает неявно, поскольку использует среднее поле, что предполагает малость флуктуаций плотности исходных частиц.

Представление о композитных фермионах основательно подтверждено экспериментально. При $\nu = 1/2$ эффективное поле $B^* = 0$ (см. (3)) и композитные фермионы ведут себя как обычные фермионы в нулевом магнитном поле [8]. Возникает новый масштаб в импульсном пространстве – ферми-импульс композитных фермионов, в $\sqrt{2}$ раз превышающий импульс исходных электронов. Наличие этого масштаба подтверждено в ряде экспериментов [9–11].

Вместе с тем, все известные эксперименты выполнены в условиях, когда кулоновская энергия взаимодействия электронов $E_c \simeq e^2/\epsilon l$ (где ϵ – диэлектрическая проницаемость, а l – магнитная длина) меньше или сравнима с циклотронной энергией $\hbar\omega_c$. Последнее утверждение относится и к экспериментам на относительно низкоподвижных электронах (с подвижностью $250000 \text{ см}^2/\text{Вс}$) в квантовых ямах SiGe/Si/SiGe [12], в которых дробный квантовый эффект Холла исследовался при электронной концентрации $2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и, соответственно, в магнитных полях 11–40 Тл.

В случае регистрации дробного квантового эффекта Холла в квантовых ямах SiGe/Si/SiGe с подвижностью электронов, на порядок превышающей указанную выше, нижняя граница магнитного поля сдвигается в сторону меньших полей более, чем в четыре раза и кулоновская энергия значительно превышает циклотронную. Следует отметить, что отдельные минимумы, соответствующие дробному квантованию продольного магнитосопротивления, уже наблюдали ранее в SiGe/Si/SiGe в слабых магнитных полях [13].

В настоящей работе мы приводим результаты измерений дробного квантового эффекта Холла в электронной системе ям SiGe/Si/SiGe с высокой подвижностью, в которых отдельные минимумы диагонального сопротивления при дробном заполнении ($4/3$, $2/3$) можно было наблюдать вплоть до концентрации $n_s = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Минимумы, соответствующие заполнению $3/5$ и $3/7$, исчезали при понижении электронной концентрации при $n_s \simeq 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, хотя

окружающие их минимумы (с $p = 2$ и $p = 4$) продолжали существовать до гораздо более низких концентраций. Подобное поведение могло бы быть интерпретировано как результат пересечения (или даже слияния) квантовых уровней композитных фермионов с различной ориентацией спина [14], однако для справедливости такой интерпретации приходится предполагать аномально малый фактор Ланде у композитных фермионов. Более вероятно, что пересекаются уровни с разной ориентацией псевдоспина, т.е. уровни композитных фермионов из различных долин.

Эксперименты выполнены на электронах в квантовой яме кремния ориентации (001), шириной 150 \AA [15]. Квантовая яма сверху и снизу была ограничена барьерами SiGe. Верхний барьер, толщиной $\sim 1500 \text{ \AA}$, был покрыт слоем кремния, толщиной 10 \AA , на который термическим напылением наносили SiO ($2000\text{--}3000 \text{ \AA}$) и металлический затвор. Образцы имели форму холловских мостиков с расстоянием между потенциальными контактами 150 мкм и шириной 50 мкм . Длинная ось холловских мостиков была вытянута вдоль направления [110] или $[-110]$. Измерения проводились стандартным четырехточечным методом на частотах $1\text{--}10 \text{ Гц}$ при токе, не превышавшем 1 нА , и температуре 30 мК .

Диапазон концентраций электронов, достигаемых на каждом из образцов, был ограничен как сверху, так и снизу. Ограничение сверху было связано с пробойным напряжением диэлектрика, а снизу концентрация ограничивалась сопротивлением контактов, возраставшим по мере ее уменьшения.

Пример зависимости подвижности электронов от концентрации для одного из исследованных образцов показан на рис. 1. Следует отметить, что подвижность изменялась от охлаждения к охлаждению и возрастала после подсветки образца инфракрасным светодиодом.

Экспериментальные записи продольного магнитосопротивления для двух разных образцов приведены на рис. 2 и 3. Как видно из рис. 2, в окрестности фактора заполнения $\nu = 1/2$ наблюдаются минимумы, соответствующие двум сериям композитных фермионов (в положительном и отрицательном эффективном магнитном поле B^*) с $p = 1; 2$ и 4. Минимумы, отвечающие $p = 3$, отсутствуют как при $\nu > 1/2$, так и при $\nu < 1/2$. Отсутствие минимумов с $p = 3$ не может быть связано с уширением квантовых уровней композитных фермионов, поскольку минимумы с $p = 4$ отчетливо наблюдаются.

Аналогичная картина обнаружена на образце 2. У этого образца достижимы более высокие concentra-

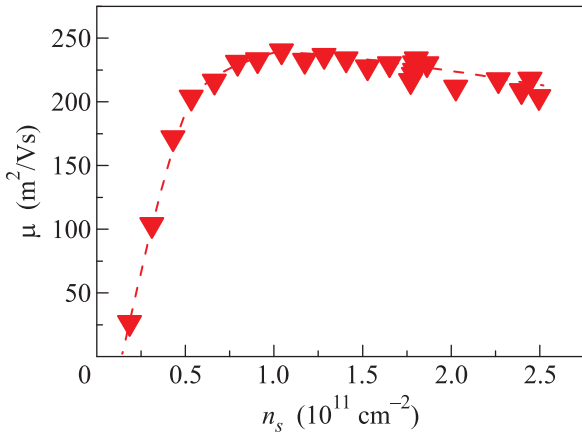


Рис. 1. (Цветной онлайн) Пример зависимости подвижности электронов в квантовой яме SiGe/Si/SiGe от электронной концентрации при $T = 50$ мК

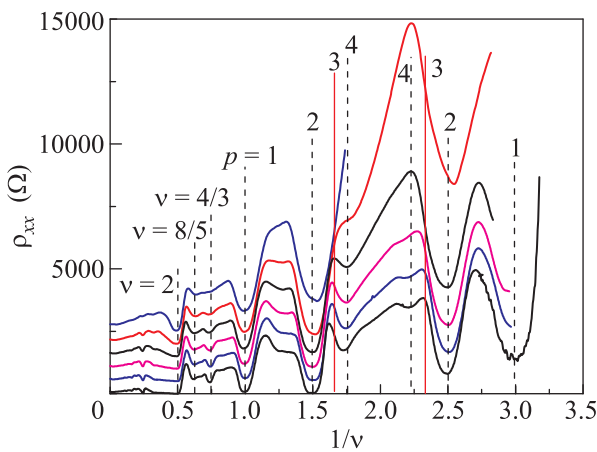


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные записи продольного магнитосопротивления для образца 1 при электронных концентрациях (снизу вверх) 6.33; 5.70; 5.08; 4.52; 3.85; $3.05 \cdot 10^{10}$ cm^{-2} . При каждом шаге по концентрации кривая сдвинута по вертикали вверх на 500 Ом. Вертикальными штриховыми линиями отмечены положения наблюдаемых минимумов на шкале обратного фактора заполнения, а вертикальными сплошными линиями – положения ожидаемых, но не обнаруженных минимумов

ции электронов и видно, что с повышением электронной концентрации минимум, соответствующий $p = 3$, проявляется в осцилляциях. Минимум при $\nu = 4/7$ оказывается очень узким, что подтверждает невозможность исчезновения минимума $\nu = 3/5$ за счет уширения.

На рисунке 3 стрелками отмечены еще два минимума, симметрично расположенные относительно фактора заполнения $\nu = 1/2$. Один из них ($\nu = 4/5$) неоднократно наблюдали на высокоподвижных гете-

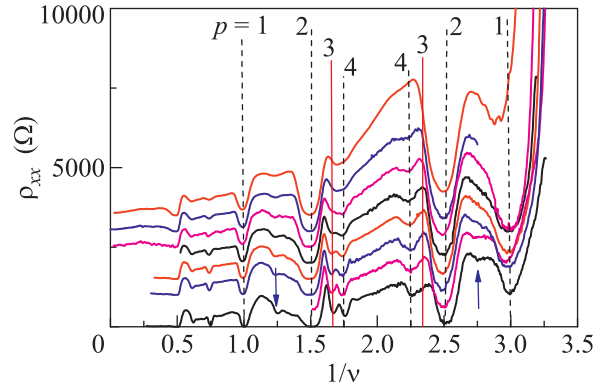


Рис. 3. (Цветной онлайн) Записи продольного магнитосопротивления на образце 2. Обозначения те же, что и на рис. 2. Концентрации электронов (снизу вверх) $9.31; 8.16; 7.56; 6.94; 6.31; 5.68; 5.10; 4.43 \cdot 10^{10}$ cm^{-2} . Стрелками отмечены минимумы, соответствующие факторам заполнения $\nu = 4/5$ и $\nu = 4/11$

роструктурах GaAs/AlGaAs, второй ($\nu = 4/11$) обнаружен на гетероструктурах арсенида галлия совсем недавно [16]. На языке композитных фермионов оба эти минимума соответствуют фактору заполнения $p = 4/3$, что наводит на мысль о возможном построении следующего поколения композитных фермионов из уже имеющих композитных фермионов [14].

Отсутствие минимумов с $p = 3$ в слабом магнитном поле (или, что то же, при малой электронной плотности) могло бы быть связано с хорошо известным эффектом пересечения квантовых уровней композитных фермионов с разной ориентацией спина [14, 17–19]. Действительно, в сильном магнитном поле Зеемановская энергия $\mu g B$ значительно превышает циклотронную энергию композитных фермионов, пропорциональную $e^2/\epsilon l$ и композитные фермионы на всех трех квантовых уровнях для $p = 3$ имеют одинаковую спиновую поляризацию. Однако, по мере уменьшения магнитного поля, исходно пустой нижний квантовый уровень композитных фермионов с противоположной ориентацией спина, энергия которого пропорциональна B , сравнивается по энергии с верхним из трех заполненных квантовых уровней (энергия которого падает как $B^{1/2}$). В этот момент энергетическая щель при $p = 3$ исчезает, а вместе с ней исчезает и минимум продольного сопротивления.

При дальнейшем понижении магнитного поля возможны два варианта: либо пересечение квантовых уровней и восстановление щели, либо слипание квантовых уровней [20, 21]. В первом случае сразу после пересечения спиновая поляризация оказывается частичной, не зависящей от магнитного поля и равной трети от исходной. Во втором случае также

ождается неполная спиновая поляризация, плавно изменяющаяся при уменьшении магнитного поля от единицы до одной третьей.

Согласно измерениям работы [19] энергетическая щель при $p = 3$ исчезает при выполнении условия

$$\mu g B \simeq 0.015 \frac{e^2}{\epsilon l}. \quad (6)$$

Для электронов в квантовой яме SiGe/Si/SiGe условие (6) с использованием объемного фактора Ланде кремния ($g = 2$) приводит к критическому магнитному полю $B_c \simeq 0.25$ Тл. Это значение катастрофически расходится с экспериментальным критическим полем $B_c \simeq 4.5$ Тл для $\nu = 3/5$ и $B_c \simeq 7$ Тл для $\nu = 3/7$.

Для согласования результатов, полученных в работе [19] и в квантовых ямах SiGe/Si/SiGe необходимо предположить, что g фактор в последнем случае уменьшен по меньшей мере в 4 раза, т.е. имеет тот же порядок величины, что и в арсениде галлия.

Другой и более вероятной возможностью объяснения экспериментальных результатов является пересечение квантовых уровней композитных фермионов различных долин. Как известно [22], долинная щель в двумерном электронном газе кремниевых структур быстро падает по мере уменьшения электронной плотности. Поэтому рассуждения относительно пересечения уровней, не применимые к спиновому расщеплению, вполне могут оказаться справедливыми для долинного расщепления. Более того, именно в последнем случае можно ожидать слипания квантовых уровней композитных фермионов аналогично тому, как это обнаружено в работе [20].

В заключение отметим, что смешивание уровней Ландау за счет кулоновского взаимодействия электронов никак не проявилось в наших экспериментах.

Авторы благодарны И.С. Бурмистрову и Д. Хайману за полезные замечания.

Работа в России поддержана грантами РФФИ # 18-02-00368, 16-02-00404 и грантами РАН. Группа Национального университета Тайваня поддержана MOST, Тайвань проектами 106-2221-E-002-197-MY3, 106-2221-E-002-232-MY3, 106-2622-8-002-001. SVK поддержан NSF, грант 1309337 и BSF грант 2012210.

1. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
2. T. Chakraborty and P. Pietilainen, *The Fractional Quantum Hall Effect*, Springer-Verlag, Berlin, N.Y. (1988).

3. *The Quantum Hall Effect*, ed. by R. E. Prange and S. M. Girvin, Springer-Verlag, N.Y. (1990).
4. *Perspectives in Quantum Hall Effects*, ed. by S. Das Sarma and A. Pinczuk, Wiley, N.Y. (1997).
5. S. M. Girvin, *The Quantum Hall Effect: Novel Excitations and Broken Symmetries*, Les Houches Lecture Notes, in: *Topological Aspects of Low Dimensional Systems*, ed. by A. Comtet, T. Jolicoeur, S. Ouvry, and F. David, Springer-Verlag, Berlin and Les Editions de Physique, Les Ulis (2000).
6. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
7. J. K. Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).
8. B. I. Halperin, P. A. Lee, and N. Read, Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
9. J. H. Smet, D. Weiss, K. von Klitzing, P. T. Coleridge, Z. W. Wasilewski, R. Bergmann, H. Schweizer, and A. Scherer, Phys. Rev. B **56**, 3598 (1997).
10. J. H. Smet, S. Jobst, K. von Klitzing, D. Weiss, W. Wegscheider, and V. Umansky, Phys. Rev. Lett. **83**, 2620 (1999).
11. J. H. Smet, D. Weiss, R. H. Blick, G. Lutjering, K. von Klitzing, R. Fleischmann, R. Ketzmerick, T. Geisel, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **77**, 2272 (1996).
12. K. Lai, W. Pan, D. C. Tsui, S. Lyon, M. Muhlberger, and F. Schaffler, Phys. Rev. Lett. **93**, 156805 (2004).
13. T. M. Lu, D. C. Tsui, C.-H. Lee, and C. W. Liu, Appl. Phys. Lett. **94**, 182102 (2009).
14. K. Park and J. K. Jain, Solid State Commun. **119**, 291 (2001).
15. M. Yu. Melnikov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko, Appl. Phys. Lett. **106**, 092102 (2015).
16. W. Pan, K. W. Baldwin, K. W. West, L. N. Pfeiffer, and D. C. Tsui, Phys. Rev. B **91**, 041301 (2015).
17. R. R. Du, A. S. Yeh, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **75**, 3926 (1995).
18. R. R. Du, A. S. Yeh, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **55**, R7351 (1997).
19. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **82**, 3665 (1999).
20. A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, J. W. Clark, V. R. Shaginyan, M. V. Zverev, and V. A. Khodel, Phys. Rev. Lett. **112**, 186402 (2014).
21. A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, J. W. Clark, V. R. Shaginyan, M. V. Zverev, and V. A. Khodel, JETP Lett. **102**, 36 (2015).
22. V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, and V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. B **67**, 113305 (2003).